



TITLE:

Navier-Stokes方程式の定常解 (Navier-Stokes方程式に関する研究)

AUTHOR(S):

高見, 穎郎

CITATION:

高見, 穎郎. Navier-Stokes方程式の定常解 (Navier-Stokes方程式に関する研究). 数理解析研究所講究録 1968, 52: 1-23

ISSUE DATE:

1968-10

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/107762>

RIGHT:

Navier-Stokes 方程式の定常解

東大工 高見 頼郎

§1. はしがき

この小文の目的は

- (1) 数学者の研究によって Navier-Stokes 方程式の定常解について 現在どれだけのことがわかっているかを概観すること (§3~5), および
 - (2) 数学的にはまだ証明されていない事柄に対して, 流体力学の立場からある推測を行ってみること (§6)
- である.

(1) については 池部晃生氏が 数理解析研究所講究録 24 (1967 年 5 月) に書いておられる. したがって, その後にえられた結果を紹介するだけで十分にはずではあるが, 説明の便宜上さかのぼって話を始める. そのため, (1) の多くの部分は池部氏の論文と重複することになるが, できるだけ流体力学の問題としての具体的な意味を考えることに重点をおくつもりである. 解の存在と一意性についての結果は §4 の最後の表にまとめてある.

(2) は単に一つの臆測にすぎないから, 読者の中には異論をとなえられる方が多いと思う. むしろこれが今後の活

是は議論の導火線になれば、筆者の目的は達せられる。

また数学者の方々が、この臆測の真偽を証明して下さいば大変ありがたいのである。

§2. Navier-Stokes 方程式

縮まない粘性流体の定常運動は次の方程式にしたがっておくと考えられている：

$$\left\{ \begin{array}{l} \nu \Delta w + w \cdot \nabla w + \frac{1}{\rho} \nabla p = f, \\ \nabla \cdot w = 0. \end{array} \right. \quad (2.1) \quad (2.2)$$

ここで $w = w(x)$ は流速， $f = f(x)$ は流体の単位質量に作用する外力， $p = p(x)$ は圧力， ρ は密度， ν は運動粘性率である。 ρ と ν は共に一定である。

式 (2.1) は、流体の運動量の保存則をのべたいわゆる Navier-Stokes 方程式，(2.2) は質量の保存則をのべた連続の方程式である。

$\rho, \nu, f(x)$ が与えられれば、適当な境界条件のもとで $w(x)$ と $p(x)$ が、したがって流体の運動が完全にきまる。

細字で書いたが w, f, x はベクトルである。 ∇w はテンソル $\{\partial w_i / \partial x_j\}$ を， $\nabla \cdot w$ はスカラー $\partial w_i / \partial x_i$ を表わす。

以下では外力 f を 0 とする。方程式に現れる量を、代表的な長さ L 、代表的な速度 U 、および密度 ρ によって無次元化すれば、(2.1) と (2.2) は次のようになる：

$$\begin{cases} \frac{1}{R} \Delta w + w \cdot \nabla w + \nabla p = 0, & (2.3) \\ \nabla \cdot w = 0. & (2.4) \end{cases}$$

ただし $R = UL/\nu$ 。また w, p, ∇, Δ は L, U, ρ によって無次元化してある。無次元数 R のことを Reynolds 数とよぶ。幾何学的に相似な流れは、 R の値が等しいときに限って力学的にも相似となる。すなわち、流速が大きいこと、境界が大きいこと、粘性が小さいことの三つは同等である。

以後方程式 (2.3) と (2.4) とをあわせて NS 方程式' とよぶことにしよう。そして、考えている領域で NS 方程式' が成立つことを単に

$$NS[w] = 0 \quad (2.5)$$

と書くことにする。

NS 方程式' (2.5) は楕円型である。 w については 2 階だが p については 1 階なので、その解 $w(x)$ と $p(x)$ は境界上で w

★ f が重力や遠心力のようなポテンシャルから導かれる力の場合には、圧力 p を適当に定義しなおせば $f \equiv 0$ の場合に帰着する。

の値だけを指定すればきまってしまう。以下ではそのような境界値問題を考える。

§3. 内部問題

流体が境界 Σ に囲まれた有界領域 V の内部に存在する場合を内部問題とよぶことにしよう (図 3.1)。 Σ は十分なめらかであると仮定する。

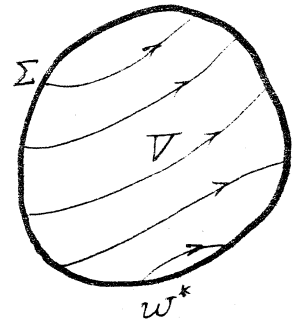


図 3.1

内部問題の解は常に存在する

[定理] (2次元, 3次元) (Leray [8])

境界値問題

$$\begin{cases} NS[w] = 0, \\ w(\Sigma) = w^* \text{ (与えられた十分なめらかな関数)} \end{cases}$$

は, w^* が次の条件

$$\int_{\Sigma} w^* \cdot n \, d\sigma = 0 \quad \star$$

をみたすならば解をもつ。

\star n は Σ の法線ベクトル, $d\sigma$ は Σ の面素又は線素。

この条件は, 境界のどこかからはいって来た流体は必ず境界のどこかへ吸込まれるべきことを表わす, $\nabla \cdot w = 0$ から当然である。

R が小さければ 内部問題の解は一意的である

[定理] (2次元, 3次元) (Finn [3], p. 242)

上の境界値問題の解は, w^* および w^* の Σ 内での 2階偏微係数の値が十分小さければ一意である。

R が大きいときのことば不明である。

§4. 外部問題

流体が有界な境界 Σ の外側の無限領域にある場合を外部問題とよぶことにしよう (図4.1). Σ は十分なめらかであると仮定する,

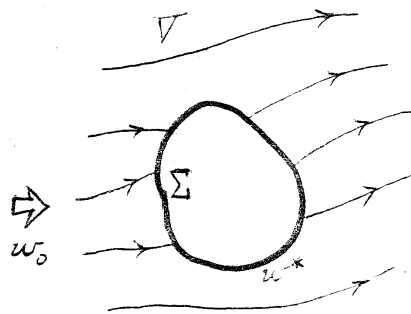


図4.1

外部問題で流体力学的に

最も興味のあるのは, 物体をすぎる一様流の問題である。そこで, 以下では境界条件として次のものを考える:

$$\begin{cases} w(\Sigma) = w^* & (\text{与えられた十分なめらかな関数}) \\ w(\infty) = w_0 & (\text{与えられた定ベクトル}) \end{cases}$$

まず, 2次元でも3次元でも成立つ重要な定理をのべよう。

定常流をつくるには無限大のエネルギーがいる

[定理] (2次元, 3次元) (Wolibner [11], Finn [2])

次の境界値問題

$$\begin{cases} NS[w] = 0, \\ w(\Sigma) = 0, \\ w(\infty) = w_0 (\neq 0) \end{cases}$$

をみたす w に対しては

$$T \equiv \frac{1}{2} \int_V |w - w_0|^2 dx = \infty.$$

T は、遠方で流体が静止しているような座標系で見たときの、流体の全運動エネルギーである。流体中に静止していた物体が動き出して一定速度に達し、流れが最終状態に落ち着いたとすると、それまでに流体には無限大のエネルギーがこもりこまれるべきであることをこの定理はのべている。

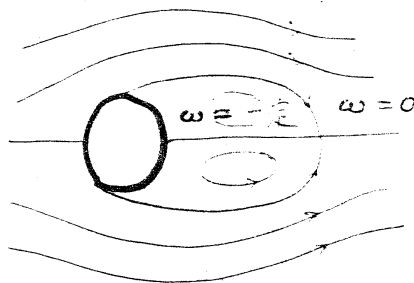
この結果は、ポテンシャル流の場合といちじるしく異なる。すなわち、遠方で渦を流しているような流れでは

$$|w - w_0| = \begin{cases} O\left(\frac{1}{r^2}\right) & (2 \text{次元}), \\ O\left(\frac{1}{r^3}\right) & (3 \text{次元}) \end{cases}$$

であるから、 T は有限である。

粘性がいくら小さくても 0 でない限りは、上の定理によって $T = \infty$ である。したがって、 $R \rightarrow \infty$ ($\nu \rightarrow 0$) の極限において、NS 方程式の解の表わす流れが遠方で渦を流している流れ

に近づくことはありえない。それゆえ、Batchelor [1] が言ったような、物体背後に有限のひろがりをもつ渦を伴い、その外では渦を失っているような流れ (図 4.2)



$$\omega = \nabla \times w$$

図 4.2

は、完全流体 ($R = \infty$) の方

程の解ではありえても、NS 方程式の解の $R \rightarrow \infty$ の極限とは考えられない。

エネルギー散逸の有限な解

[定義] (2次元, 3次元)

Dirichlet 積分が有限な解, すなわち

$$\begin{cases} \text{NS}[w] = 0, \\ \int_{\mathbb{R}^n} |\nabla w|^2 dx < \infty \end{cases}$$

をみたす w の集合を \mathcal{D}_2 (2次元) 又は \mathcal{D}_3 (3次元) と名づける。

このような解については、次の定理が証明されている。

[定理] (2次元, 3次元) (Leray [8])

w^* が次の条件

$$\int_{\Sigma} w^* \cdot n \, d\sigma = 0$$

をみたすならば,

$$\begin{cases} w \in D_2 \text{ 又は } D_3, \\ w(\Sigma) = w^* \end{cases}$$

をみたす w が少なくとも一つは存在する.

さて, 無限遠点が含まれるため, 外部問題は内部問題より複雑である. また, その中でも 2次元の問題は, 3次元の問題に比べてはるかにむずかしく, 3次元の場合ほど多くのことはわかっていない.

はじめに, 3次元問題についてえられている主な結果をのべよう.

遠方で一様流になる D_3 の解は存在する

[定理] (3次元) (Finn [3], p. 228)

$$\int_{\Sigma} w^* \cdot n \, d\sigma \text{ が十分小さければ,}$$

$$\begin{cases} w \in D_3, \\ w(\Sigma) = w^*, \\ w(\infty) = w_0. \end{cases}$$

をみたす w が少なくとも一つは存在する.

上の解の一意性は不明である

これについては, 次の定理があるだけである.

[定理] (3次元) (Finn [3], p 237)

w^* と w_0 が共に小さければ, この境界値に対する D_3 の解は τ が ∞ に (一様に) 近い.

物理的によさそうな解

流体力学で問題となる 物体をすぎる一様流とは, 次のようなものである.

[定義] (3次元)

ある正の定数 C, ε , およびある定ベクトル $w_0 (\neq 0)$ が存在して,

$$\begin{cases} NS[w] = 0, \\ |w - w_0| < \frac{C}{r^{\frac{1}{2} + \varepsilon}} \end{cases}$$

であるような w の集合を PR_3 と名づける.

PR_3 の解はたしかに Physically Reasonable である

上のように定義された解は, “遠方で” Oseen 方程式[★]の基本解と同じ振舞をすることが示される.

★ ここでいう Oseen 方程式とは, 方程式系 (2.3), (2.4) の中の非線型項における w を定ベクトル w_0 で置きかえた方程式系のことである.

[定理] (3次元) (Finn [4], §5)

$w \in PR_3$ ならば

$$|w - w_0| = \begin{cases} O(1/r^{1+2\sigma}), & |\theta| = A/r^{\pm\sigma}, 0 \leq \sigma \leq \frac{1}{2}, \\ O(1/r^2), & |\theta| = \text{定数} \neq 0. \end{cases}$$

すなわち, この解が表わす流れでは, 物体のうしろに後流が放物面状に広がっている. つまり上式で $\sigma=0$ とおけば, $|\theta| = A/r^{\pm}$ (回転放物面) の上で $|w - w_0| = O(1/r)$ がえられる. この曲面に沿って遠方へいくときに w が w_0 に近づいていくはやさは, 放射線 $|\theta| = \text{定数} \neq 0$ に沿って遠ざかるときの近つき方 $O(1/r^2)$ に比べておそい.

PR_3 の定義では, w が解であることのほかに単に $|w - w_0| < C/r^{\pm+\varepsilon}$ を要請しただけであったが, 結局は定理でこのような評価がえられたことは注目すべきである.

エネルギー散逸の有限な解は, 物理的によさそうな解のすべてなのか?

[定理] (3次元) (Finn [3], p. 229)

次の条件

$$\begin{cases} \int |\nabla w|^2 dx < \infty, \\ w(\infty) = w_0. \end{cases}$$

をみたす w を考える. この関数 w については,
 原点を通るほとんどすべての直線に沿って遠方へいく
 とき

$$|w - w_0| < \frac{C}{r^{\frac{1}{2}}}$$

が成立するような正の定数 C が存在する.

この定理で注意すべきことは, w が NS 方程式の解である
 必要がないということである. それならば, w が解であるとい
 う条件 $NS[w] = 0$ を課したら (つまり $w \in D_3$ としたら),
 上の不等式の右辺が $C/r^{\frac{1}{2}+\varepsilon}$ ($\varepsilon > 0$) とはならないだろう
 か. しかし, そのようなことはまだ示されていない. つまり, D_3
 に属する解が 後流を伴う流れを表わす PR_3 の解であるかとい
 うかは不明である.

PR_3 の解は R が小さければ存在する

[定理] (3次元) (Finn [4], §4)

w_0 が十分小さければ

$$\begin{cases} w \in PR_3, \\ w(\Sigma) = 0, \\ w(\infty) = w_0. \end{cases}$$

をみたす w が少なくとも一つは存在する.

PR_3 の解は R が小さければ一意である

[定理] (3次元) (Finn [4], §4)

w_0 が十分小さければ, 前の定理の解は一意的である.

次に 2次元の場合に移ろう.

エネルギー散逸の有限な解は一意的でない

エネルギーの散逸が有限であるというだけでは, 同一の境界値に対して解が無数に存在する場合がある. その具体例については §5 の最初にのべる.

物理的によさそうな解

[定義] (2次元)

ある正の定数 C, ε およびある定ベクトル $w_0 (\neq 0)$ が存在して,

$$\begin{cases} NS[w] = 0, \\ |w - w_0| < C/r^{1+\varepsilon} \end{cases}$$

であるような w の集合を PR_2 と名づける.

3次元の場合と同様, この解は Oseen 方程式の解と遠方で同様の振舞を示し, それが表わす流れは物体のうしろに放物線状に広がる後流をもつ. すなわち, 次の定理が成立つ.

[定理] (2次元) (Smith [9], §4)

$w \in PR_2$ ならば

$$|w-w_0| = \begin{cases} O(1/r^{\frac{1}{2}+\sigma}), & |\theta| = A/r^{\frac{1}{2}-\sigma}, \quad 0 \leq \sigma \leq \frac{1}{2} \\ O(1/r), & |\theta| = \text{定数} \neq 0. \end{cases}$$

PR_2 の解は R が小さければ存在する

[定理] (2次元) (Finn & Smith [6])

w_0 が十分小さければ

$$\begin{cases} w \in PR_2, \\ w(\Sigma) = 0, \\ w(\infty) = w_0. \end{cases}$$

をみたす w が少なくとも一つは存在する.

PR_2 の解の一意性は不明である

ある種の解についての一意性は示されている (Finn & Smith [6]) が, PR_2 に属する解については まだはっきりしたことは何も証明されていない.

要約

以上をまとめて表にすれば 次のようなことになる. ただし, 境界条件は $w(\Sigma) = 0$, $w(\infty) = w_0$ とする. また, 《存在》の欄の \circ 印は, 《その左に書かれた条件をみたす任意の w_0 に対して存在する》という意味である.

	内部問題		外部問題		
次元	2	3		2	3
存在	○		D		○
			PR	R小 ○	R小 ○
一意性	R小 ○		D		
			PR		R小 ○

Σ の上の境界条件を $w(\Sigma) = w^* \neq 0$ とした場合でも, $w^* - w_0$ と $\int_{\Sigma} w^* \cdot n d\sigma$ に対して適当な条件を付加すればほとんど同様の結果が成立つ. この場合には外部問題 2次元 D の一意性が破れる (§5, 最初の例).

§5. 一意でない解

円柱に吸込まれる流れ

前節で注意したように, 2次元の外部問題では,

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta w = 0, \\ \int_{\Gamma} |\nabla w|^2 dx < \infty, \\ w(\Sigma) = w^*, \\ w(\infty) = w_0. \end{array} \right\} \quad \text{すなわち } w \in D_2$$

をみたすような w が一意にきまらない場合がある。

Ladyzhenskaya [7, p. XI] は次のような解を見出した:

$$\begin{cases} u_r = -\frac{a}{r}, \\ u_\theta = b\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r^{2R-1}}\right), \\ p = -\frac{a^2+b^2}{2} \frac{1}{r^2} + \frac{2b^2}{aR} \frac{1}{r^{2R}} - \frac{b^2}{2(aR-1)} r^{2(aR-1)}. \end{cases}$$

ただし, u_r と u_θ は w の極座標成分, a と b は任意の定数である。

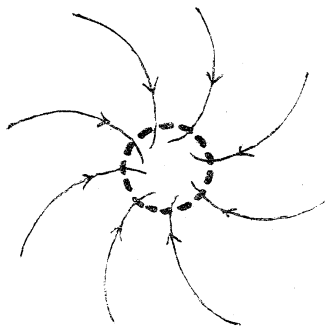


図 5.1

まず, 上の u_r, u_θ, p は方程式 $NS[w]=0$ をみたす。次に,

$aR-1 > \delta > 0$, すると

われ $aR > 1 + \delta$ とするよう

に a を選べば $\int_{\mathbb{R}^2} |\nabla w|^2 dx < \infty$ となる。このときには

は $w(\infty) = w_0 = (0, 0)$ である。さらに, 境界 Σ として

円周 $r=1$ をとれば, $(u_r)_{r=1} = -a$, $(u_\theta)_{r=1} = 0$ となる。

から $w(\Sigma) = w^* = (-a, 0)$ 。この解は図 5.1 のような流れを表わす。

ところが, 定数 b は境界条件の中に現れていない。したがって,

境界値 $w^* = (-a, 0)$, $w_0 = (0, 0)$, $a > \frac{1}{R}(1 + \delta)$,

に対して, D_2 に属する解が無数に存在することになる.

同心円筒内の流れ (Taylor の問題)

無限に長い同心円筒の間に流体があるとし, 内側の円筒を一定の速さで回転させる. このとき, 図 5.2 (a) のように, 流体が円筒に引きずられてまわるといふ二次元的な

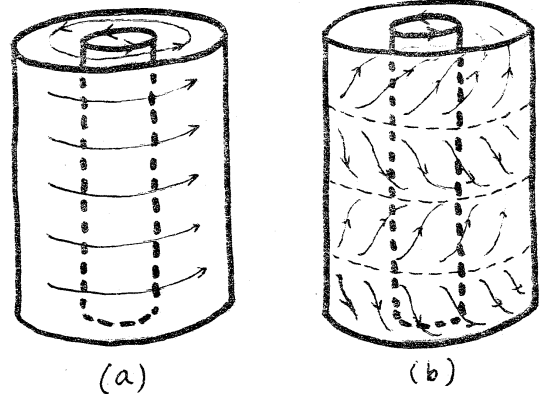


図 5.2

流れが NS 方程式の解になることは容易にわかる. ところが円筒の回転をはやくすると, 上の解のほかにも, 図 5.2 (b) のように流体が等しい厚さの層に分れてらせん状の 3 次元の運動をする解も可能となる (Velte [10]). これは §3, 4 で考えた問題の中には いろいろいけれども, 解の一意性が破れる いろいろな例である. この問題は, この講義録中 9 次の論文 [桑原真二] でくわしく論ぜられるはずである.

§6. 一つの臆測

一様流の中に物体をおいたとき どのような流れが生ずるかは, 流体力学における最も基本的な問題の一つである.

§4 でのべたように, このような流れの解の存在と一意性

については、これまでのところ Reynolds 数 R が十分小さい場合についてしか明らかにされていない。これらの数学的に
 确实となった事柄は、幸にして（あるいは不幸にして）流体力学の常識ではすでにほとんど自明であったことばかりである。そこで、想像をたくましくして §4 の表のあいている所をうめてみたのが次の表である。

PR に属する解

境界条件： $w(\Sigma) = 0$, $w(\infty) = w_0$

		2次元			3次元	
存在	R 小	A \odot			B \odot	
	R 大	\circ			\circ	
一意性		PR_2 の中で	3次元定常流 まで 含めた中で	非定常流まで 含めた中で	PR_3 の中で	非定常流まで 含めた中で
	R 小	C \circ	D \circ	E \circ	F \odot	G \circ
	R 大	\circ	X	X	\circ	X

ここで、 \odot （存在する、又は一意である）はすでに証明済みのこと、 \circ （存在する、又は一意である）および X（一意でない）は予想である。

まず 解の存在については、次元を問わず R の任意の値に対して解は存在すると考える (欄 A, B). また、一意性についても同様と考える (C, F) つまり、§4 で扱った問題に関しては あらゆる場合に 解 PR は一意に存在する というのが筆者の推測である。

ところで、当然のことながら、どういう範囲の解の中で考えるかによって一意性はかわってくる。例えば、ある境界条件のもとでおこる 2次元の流れ ($\in PR_2$) は、 PR_2 の中では唯一である (C), 比較の対象を 3次元的な流れにまでひろげれば、同じ境界条件をみたす別の流れが R の大きいときには存在するであろう (D). 内部問題では こういうことがたしかに起っていると考えられる。すなわち、§5 でのべた 同心円筒内の流れは、2次元の問題としては恐らく一意であろうが、3次元的な流れまで考えれば一意でなかった。

また 次元によらず、対象とする流れの範囲を 同一の (定常) 境界条件のもとでおこる 非定常流にまでひろげれば、やはり R が大きいときに一意性が破れるのではないだろうか (E, G).

R が大きいと、
図 6.1 (a) のよう
な定常流のほか
に 図 (b) の

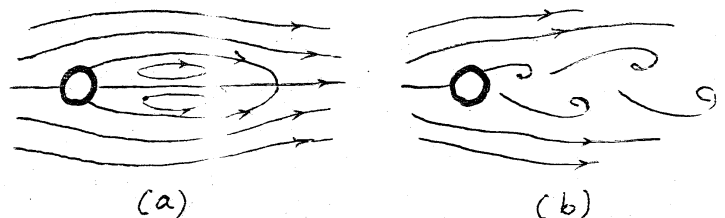


図 6.1

ような非定常流も可能である。(R が大きいときには、現実にはむしろ非定常流の方が観測にかかる。しかし定常解も存在し
 そうなことは、数値解の多くの例から十分予想できる。)

以上の臆測の中で A, B, D, E, G はこれ以上説明を要しないであろう。これに対して、 C と F の《 R が大きくなっても解は一意的である》というところは問題である。

いま、いわゆる流線形の物体を流れる流れで、 R を大きくしていったときのことを考えよう。ごく素朴に考えると、大きな R に対しては、流れは図 6.2 (a) のように、物体の前縁から発達した境界層(流速と垂直な方向に速度・圧力が急激に変化している薄い領域)が物体後縁のあたりで流れの中に押出されていくようなもので、 $R \rightarrow \infty$ の極限では同図 (b) のような

ポテンシャル流に連

続的に移行するように

思われる。しかしこれは、

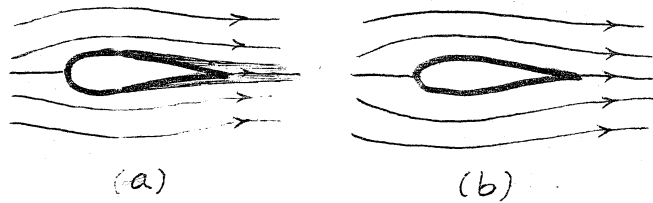


図 6.2

§4 の最初の定理のあ

とにのべた (p. 6) 《 $R \rightarrow \infty$ の極限は決してポテンシャル流

にならない》ということと矛盾しないだろうか。一見それはこ

うである。というのは、運動エネルギー $T \equiv \frac{1}{2} \int_{\Sigma} |w - w_0|^2 dx$

が ∞ になるというこの定理では、境界 Σ の形が十分なの

らからであることが仮定されていたからである。しかし、とがった後縁の先端近くを少しでも丸めた物体については $T = \infty$ である。それならば、もとの流線形物体についてもやはり $T = \infty$ ではないのか。そうすると、図 6.2 のような流れはすこし疑わしくなる。それでは、

R が大きいときには、たとえ流線形でも

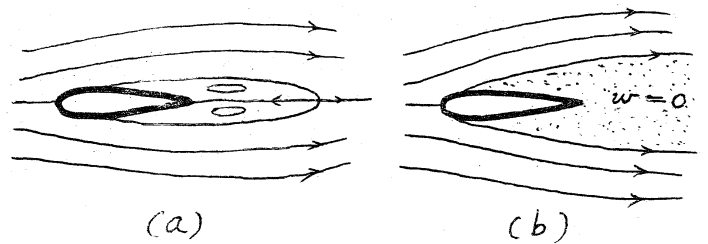


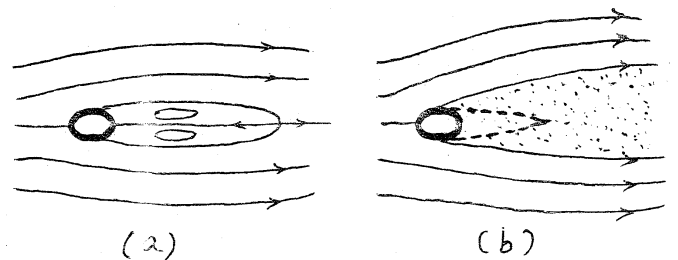
図 6.3 (a) のように

図 6.3

なり、 $R \rightarrow \infty$ の極限では (b) のような死水を伴ういわゆる Kirchhoff 流に移行するのであろうか。前縁付近では同じ形で後部をすっきりけずりってしまったような物体のまわりにはおそ

らく図 6.4 のような流れがおこるであろ

うから、それにしほ



をつけた流線形の

図 6.4

場合にも同様な流れになっても別に不思議はない。しかしそれでは現実に見られる図 6.2 のような流れは一体何なのか。こう考えてくると、直感的には最も自然に見えた図 6.2 の流れは非定常流なのではないかという気がしてくる。

C と F の中に \times をつけずに E と G の中に \times と書いたのは上のよう考えたためである。

さて Reynolds 数の意味を拡張して、空間の各軸 x, y, z (2次元では x, y) 方向の物体の長さからつくった Reynolds 数 R_x, R_y, R_z を定義しよう。いま考えている流れでは R_x と R_y は有限である。3次元問題では R_z も有限である。2次元問題には R_z は現れてこない。しかし、2次元流を3次元流の特別な場合とみなす立場をとるときには $R_z = \infty$ とすべきであろう。また、定常流と非定常流の一員とみなすこともできる。そして、定常流はある非定常流が $t \rightarrow \infty$ の極限で到達したものであると考えて、定常流では時間軸 t 方向の長さに関係した数 R_t が ∞ であるとする。このように R_x, R_y, R_z, R_t を定義し、前表の一意性の欄 C, D, E, F, G をこれら《Reynolds 数》によって分類すると次のような表ができる。これと前の表と

	2 次元			3 次元	
R_x, R_y	C 有限	D 有限	E 有限	F 有限	G 有限
R_z	—	∞	— ∞	有限	有限
R_t	—	—	∞	—	∞

を比べると、 ∞ がある欄と \times がある欄とが一致している。

もし前の臆測が正しいとすると、この点でも形式的に大変
すっきりするのは"が" どうだろうか。

以上、かなり乱暴な臆測をここにみた。その真偽につ
いては、読者 および この講究録中の他の論文 [今井 功] で
いろいろな角度から議論して頂けることを期待する。

文 献

- 1) Batchelor, G. K.: A proposal concerning laminar wakes behind bluff bodies at large Reynolds number, J. Fluid Mech. 1 (1956) 388-98.
- 2) Finn, R.: An energy theorem for viscous fluid motions, Arch. Rational Mech. Anal. 6 (1960) 371-81.
- 3) Finn, R.: On the steady-state solutions of the Navier-Stokes equations, III, Acta Math. 105 (1961) 197-244.
- 4) Finn, R.: On the exterior stationary problem for the Navier-Stokes equations, and associated perturbation problems, Arch. Rational Mech. Anal. 19 (1965) 363-406.
- 5) Finn, R.: Stationary solutions of the Navier-Stokes equations, Proc. Symp. Appl. Math. vol. XVII (Amer. Math. Soc., 1965) 121-53.
- 6) Finn, R. & D. R. Smith: On the stationary solutions of the Navier-Stokes equations in two dimensions, Arch. Rational Mech. Anal. 25 (1967) 26-39.
- 7) Ladyzhenskaya, O. A.: The mathematical theory of viscous incompressible flow (Gordon & Breach, 1963).
- 8) Leray, J.: Étude de diverses équations intégrales non linéaires et de quelques problèmes que pose l'hydrodynamique, J. Math. Pure Appl. 9 (1933) 1-82; Les problèmes non linéaires, Enseignement Math. 35 (1936) 139-51.
- 9) Smith, D. R.: Estimates at infinity for stationary solutions of the Navier-Stokes equations in two dimensions, Arch. Rational Mech. Anal. 20 (1965) 341-72.
- 10) Velte, W.: Stabilität und Verzweigung stationärer Lösungen der Navier-Stokes'schen Gleichungen beim Taylorproblem, Arch. Rational Mech. Anal. 22 (1966) 1-14.

- 11) Tolibner, W.: Sur le mouvement plan du liquide visqueux, incompressible, entourant une courbe simple fermée, *Studia Math.* 12 (1951) 279-85.

これらの文献は本文で直接引用したものであって、
 極めて網羅的なものではない。この中で F. による解
 説 5) は、これまでの研究の経過を概観するのに大変役
 立つ。それには文献も豊富に挙げてある。

§6 は 今井 功 先生の suggestion に負うところが多い。もっとも
 ここでの推測が誤っていたらそれは筆者の責任である。

(1967. 8. 31)

